

## 理想化された数値実験に見られるジェットに沿った 渦層厚フラックスと「流軸移動モデル」の関係

水田, 元太  
北海道大学大学院地球環境科学研究院

<https://doi.org/10.15017/26836>

---

出版情報：九州大学応用力学研究所所報. 133, pp.91-98, 2007-09. Research Institute for Applied  
Mechanics, Kyushu University

バージョン：

権利関係：

# 理想化された数値実験に見られるジェットに沿った 渦層厚フラックスと「流軸移動モデル」の関係

水田 元太\*<sup>1</sup>

(2007年7月17日受理)

## Numerical experiments of the eddy-induced thickness flux along an idealized jet and its relation to the fluctuating axis model

Genta MIZUTA

E-mail of corresponding author: [mizuta@ees.hokudai.ac.jp](mailto:mizuta@ees.hokudai.ac.jp)

### Abstract

Numerical experiments in an idealized, continuously stratified ocean were carried out to investigate the distribution of the mass/thickness flux by mesoscale eddies along isopycnals. The model domain consisted of a rectangular basin, and a narrow eastward jet was imposed on the western boundary. The flux of the thickness between isopycnals induced by eddies is almost parallel to the jet. The distribution of the eddy-induced thickness flux is qualitatively consistent with an 1.5-layer, fluctuating axis model (FAM) by Masuda (2007), in which the whole flow pattern in the vertical cross section of the jet is assumed to shift with the fluctuating jet axis without changing the shape. The assumption used in the FAM is also validated numerically. In the western part of the model domain, the change of the cross sectional structure of the jet by eddies is mostly consistent with that assumed in the FAM. This feature of eddies indicates that the FAM can correctly predict the qualitative features of the eddy-induced thickness flux in this region. In the eastern part of the model domain, where the eddy motions extend to deeper depths than the jet, errors of the eddy-induced thickness flux estimated by the FAM tend to be large.

**Key words :** *eddy-induced mass/thickness transport, fluctuating axis model*

## 1. はじめに

海洋の中規模渦による等密度面に沿った質量フラックス、すなわち等密度面間の層厚のフラックスは、大規模な循環の形成や物質の輸送を知るための基礎量として重要である。この様な渦運動は流れの不安定が起きやすいジェット、前線付近で強く、その様な大規模循環と渦層厚フラックスの分布の関係についてこれまで多くの議論がされている。Gent and McWilliams (1990)<sup>1</sup> は渦層厚フラックスは大規模な層厚の勾配を下る方向に生じるとするパラメタリゼーションを提唱した。一方 Lau and Wallace (1979)<sup>2</sup> は大気の高による諸量のフラックスが中緯度偏西風帯とほぼ平行になることを見だし、半経験的に渦によるフラックスのパラメタリゼーションを行った。最近、増田 (2007)<sup>3</sup> は 1.5 層の概念モデルである「流軸移動

モデル」を用いてジェットに平行な渦層厚フラックスの定式化を行った。そこでは渦運動をジェットの流軸位置の変化と対応させ、ジェットと平行な渦層厚フラックスと大規模場との関係が示された。この様な前線に平行な質量フラックスは、ジェットに沿って不均一に分布する物質の輸送に特に重要である。しかし実際の海洋や数値モデルで同様の渦層厚フラックスが見られるかについては十分には議論されていない。最近の北太平洋の数値シミュレーションによると流軸移動モデルと定性的に一致する渦層厚フラックスが見られる海域が存在する (石崎私信; 増田, 2007)。本研究ではより理想化された数値実験におけるジェットの周りの渦層厚フラックスを調べる。

増田 (2007) では、(1) 流軸位置の確率密度分布が与えられている、(2) 流軸と共に動く座標 (流軸座標) で見ると流れの断面構造は時間によらず一定である、という仮定が行われている。ここでは以下 (2) とそれ

\*1 北海道大学大学院地球環境科学研究院

が成立することを前提とした流軸移動モデルをそれぞれ、「平行移動型モデル」、「平行移動型の流軸移動モデル」とよぶ。(1)については確率密度分布関数の形によらない一般化がされており、正規分布、レーリー分布を用いた例が示されている。一方、平行移動型モデルについては、この条件を緩和する様に定式化を拡張することは可能かも知れないが、その代償として変動の自由度が増えれば、渦層厚フラックスを記述するのに要するパラメータの数が増えてしまう。そこで本研究では平行移動型モデルが数値実験でどの程度よい近似で成り立つかを調べる。観測的研究においても流軸座標でデータが整理されることがあるので、平行移動型モデルがよい近似で成立するならばその様なデータ解析にも好都合である。本研究の構成は以下の通りである。次節では数値実験の設定とそれによって得られた渦層厚フラックスの特徴について述べる。3節では連続成層したジェットの流軸の移動と渦運動場の関係を議論するための定式化を行い、実験における平行移動型モデルの妥当性を調べる。

## 2. 層厚フラックス分布

この節では理想化された実験条件における数値実験によってジェットの周りに生じる渦層厚フラックスの分布を調べる。

### 2.1 モデル

ブシネスク近似、 $\beta$ 面近似を用いた連続成層での3次元プリミティブ方程式系に基づいたRegional Ocean Modelling System (ROMS; Haidvogel et al. 2000<sup>4)</sup>)を用いて、矩形海盆の西側境界から流入するジェットと東側境界から一様に流出する流れを与える数値実験を行った。この実験条件は黒潮続流域の様な海盆西側にジェットがある海域を想定している。海盆の大きさは東西5120 km、南北1280 kmで、水深は4000 mで一定とした。流入流出の流量は30 Sv ( $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ )で、流速は海面に向かって増加し、流入側での海面での最大流速は約80 cmとした。西側境界で与えるジェットの南北プロファイルは $(\cosh(y/L_y))^{-2}$  ( $L_y = 40 \text{ km}$ )に比例するものとした。密度成層と流れの傾圧構造はWorld Ocean Atlas 2001の黒潮続流域のものに基づいて与えた。消散過程として減衰時間1000日の海底摩擦を用いた。水平格子間隔は10 km、鉛直格子数は30で海面近くと海底エクマン層内部で格子間隔が小さい。海盆内部で西側境界と同じ断面構造のジェットが存在

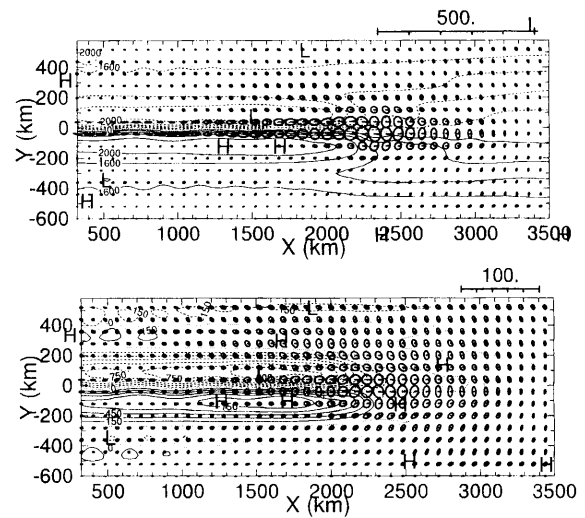


Fig. 1 Contours of pressure and variance ellipses ( $\text{cm s}^{-1}$ ) at depths of 200 m (a) and 3500 m (b). Contour intervals are 400 and 150 (Pa) in (a) and (b), respectively. Regions east of  $x = 3500 \text{ km}$  are omitted.

する状況を初期値として数値積分を8000日間行い、最後の4000日間の流れの場を解析した。

### 2.2 結果

積分時間4000-8000日の間で平均された循環と流速変動のvariance ellipsesをFig. 1に示す。ジェットの中心 $y = 0 \text{ km}$ の南側に高気圧性循環、北側に低気圧性循環の2つの再循環セルが形成されている。流速変動は再循環セルの東端の $x = 2300 \text{ km}$ 付近で最大となり、200 m深ではジェットの流軸付近で大きいのに対し、3500 m深ではジェットや再循環セルの見られない南北境界付近や東方でも比較的大きくなっている。図は示さないが、流速変動はジェットの流軸付近では表層で強化され、遠方では順圧的であった。また深層でのvariance ellipsesの長軸はジェットの流軸の北側で北西-南東向き、南側で南西-北東向きとなっており、ジェットの流軸付近から南北へのロスビー波によるエネルギー放射を示唆している。

次に時間平均した等密度面の厚さと渦層厚フラックスの関係を代表的な4つの等密度面、 $\rho = \rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_4$ に着目して調べる (Fig. 2)。ここで各密度面のおおよその深度はそれぞれ、400, 940, 2200, 3500 mである。温度風の関係より時間平均された等密度面はジェットの南側で深くなるため、等密度面間の層厚は $\rho = \rho_1, \rho_2$ ではジェットの南側が厚く、 $\rho = \rho_3, \rho_4$ では逆にジェットの北側が厚い。渦層厚フラックスはジェットの付近で大きく、ジェットの流軸に沿った成

分が大きい。それらの方向は流軸を挟んで南北で反対になっており、深さによっても変化する。すなわち要約すると、渦層厚フラックスの方向は流軸を挟んで平均場の層厚が小さい側では平均流と同方向、層厚が大きい側では平均流と逆方向となっている。これは流軸移動モデルから予測されるものと定性的に一致する (増田, 2007)。

渦層厚フラックスの絶対値は層厚の変動が大きい深層の方が表層よりも大きい。一方渦層厚フラックスを平均層厚で割った渦層厚速度を比較すると、表層の方が深層よりも平均層厚が小さいため、表層の渦層厚速度の方が却って大きくなり、渦による物質などの輸送は表層の方が深層よりも活発となる。

また、Holland and Rhines (1980)<sup>5)</sup> の数値実験と同様、再循環セルの東端より東側では渦層厚フラックスは時間平均した層厚勾配を上る成分を持つ。一方、図には示さないが、西側のジェットの流軸付近では渦層厚フラックスは時間平均した層厚勾配を下ることによって表層のジェットが持つ運動量を深層へと輸送する傾向があり、この領域で傾圧不安定が起きていることを示唆している。

### 3. 平行移動型モデルの検証

ここでは前節の数値実験において平行移動型のモデルがよい近似で成り立っているかどうかを調べる。次の小節では、そのために必要な定式化を導入し、3.2 ではそれを用いて数値実験結果の解析を行う。

#### 3.1 定式化

$t$  を時間、 $x, y$  をジェットに沿う方向と直交する方向の座標、 $u, v$  をその方向の流速成分、 $\rho$  を密度、 $z$  を密度面の高さとして等密度面座標を導入する。ここでは簡単のためジェットの流軸の変位が無小の場合を考える。 $u$  と等密度面間の層厚  $h = -\partial z / \partial \rho$  の時間変動をジェットの流軸位置の変動と関係づけるために形式的に以下の様に表す。

$$u'_t = -v^u \bar{u}_y \quad (1)$$

$$h'_t = -v^h \bar{h}_y \quad (2)$$

ここで overbar と dash は各変数の時間平均とそこからずれた、 $v^u, v^h$  は  $u, h$  それぞれの等値線が蛇行する見かけの速度である。時間変動成分が卓越する角振動数  $\omega$  を持ち

$$(u', v', h', v^u, v^h) = \Re(\bar{u}, \bar{v}, \bar{h}, \bar{v}^u, \bar{v}^h) e^{-i\omega t} \quad (3)$$

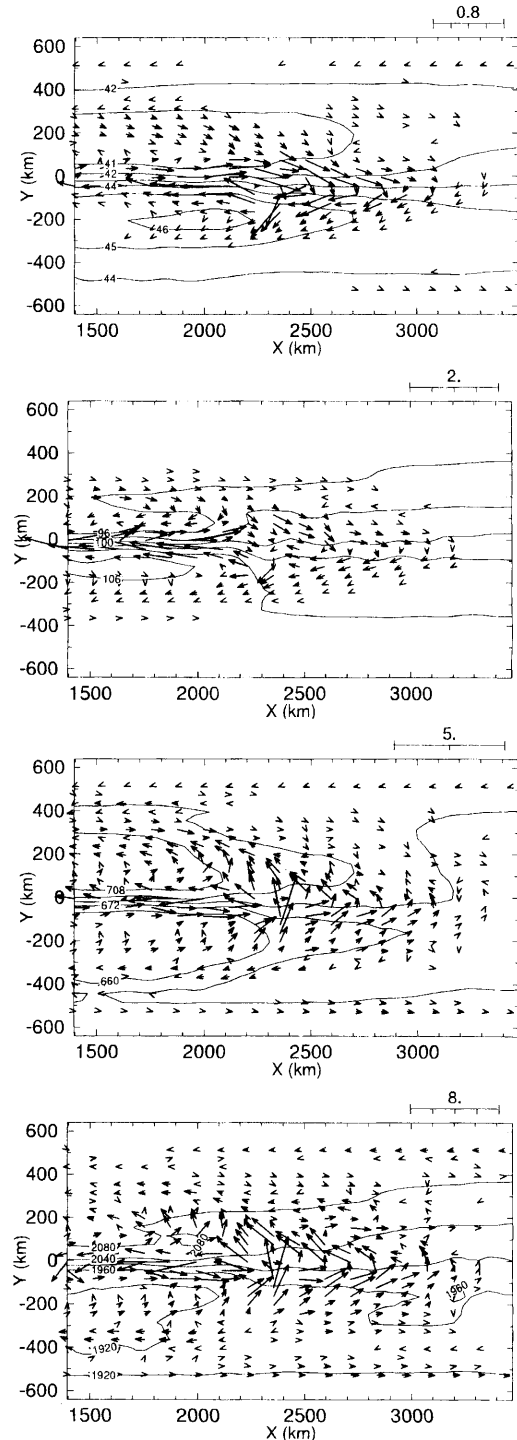


Fig. 2 Contours of the time-averaged isopycnal thickness and vectors of the eddy-induced thickness flux ( $\text{m}^2\text{s}^{-1} (\text{kg m}^{-3})^{-1}$ ) along isopycnals,  $\rho = \rho_1$ (a),  $\rho_2$ (b),  $\rho_3$ (c), and  $\rho_4$ (d). Contour intervals are 100, 200, 1200, and 4000 ( $\text{m}(\text{kg m}^{-3})^{-1}$ ) in (a), (b), (c), and (d), respectively.

と表されるとし、仮想移流速度  $v^u, v^h$  を実際の速度  $v$  の比をとる。

$$a^u = \frac{\tilde{v}^u}{v'} \quad , \quad a^h = \frac{\tilde{v}^h}{v'} \quad (4)$$

(1)、(2) より係数  $a^u, a^h$  は以下の様に表される。

$$a^u = \frac{i\omega\tilde{u}'}{\bar{u}_y v'} \quad , \quad a^h = \frac{i\omega\tilde{h}'}{\bar{h}_y v'} \quad (5)$$

ここで  $u, h$  の等値線の蛇行位置は  $\bar{u}$  による移流や波動の伝播に影響されるのでその速度  $v^u, v^h$  は実際のジェットを横切る流速  $v$  とは一般には等しくはならないことにも注意しておく。これらを用いて、渦層厚フラックスのジェットに沿う成分は以下の様に時間平均場と関係づけられる。

$$\overline{u'h'} = \frac{1}{2\omega^2} \Re(a^u a^{h*}) |\tilde{v}|^2 \bar{u}_y \bar{h}_y \quad (6)$$

$$= \frac{\bar{u}_y}{2\bar{h}_y} \Re\left(\frac{a^u}{a^h}\right) |\tilde{h}|^2 = \frac{\bar{h}_y}{2\bar{u}_y} \Re\left(\frac{a^h}{a^u}\right) |\tilde{u}|^2 \quad (7)$$

ここで (6) 式右辺の  $\omega^2$  と  $|\tilde{v}|^2$  は常に正なので、渦層厚フラックスの符号は時間平均場の分布と複素係数  $a^u, a^h$  の位相に依存する。もし  $a^u, a^h$  の位相差の絶対値が  $\pi/2$  未満ならば  $\Re$  の項は正となるので、両辺に  $\bar{u}$  をかけて以下のことが示される。すなわち、ジェットに沿う方向の層厚フラックスの向きは流軸  $(\bar{u})_y^2 = 0$  を挟んで反転し、流軸から離れるほど  $\bar{h}$  が小さくなる側では  $\bar{u}$  と同方向、反対側で逆方向となる。これは流軸移動モデルや前節で見た数値実験の結果と定性的に一致する。

係数  $a^u, a^h$  と平行移動型モデルの関係を示すために、時間変動成分の Montgomery 関数 ( $p$  を圧力として  $\pi = p + g\rho z$ ) を  $\pi'$  とおき、 $\pi'$  が以下の様にジェットに沿って位相速度  $c = \omega/k$  で伝播する様な形であるとす。

$$\pi' = \Re A(y, \rho) e^{ik(x-ct)} \quad (8)$$

ロスビー数が小さい場合には地衡流平衡の関係より、

$$u' = -\frac{1}{\rho_0 f_0} \pi'_y \quad , \quad v' = \frac{1}{\rho_0 f_0} \pi'_x \quad (9)$$

また静水圧平衡の関係より、

$$h' = -\frac{1}{g} \pi'_{\rho\rho} \quad (10)$$

となるので、以下の関係が成り立つ。

$$a^u = -\frac{c}{\bar{u}} \frac{\bar{u}_y A_y}{\bar{u}_y A} \quad , \quad a^h = -\frac{c}{\bar{u}} \frac{\bar{u}_y A_{\rho\rho}}{\bar{u}_y A} \quad (11)$$

平行移動型モデルが成立するならば、 $\pi$  を基本場の Montgomery 関数として、 $\pi'$  はそれが一様に  $y$  方向へ移動したときの変化分となるので、

$$A(y, \rho) = \bar{\pi}_y \times \text{const} = \bar{u}(y, \rho) \times \text{const} \quad (12)$$

の関係を満たす。このとき複素数  $a^u, a^h$  は互いに等しくなり、

$$a^u = a^h = -\frac{c}{\bar{u}} \equiv a_0 \quad (13)$$

となる。実際、このとき流軸の変位を  $y'$  とおくと、それは  $u, h$  の等値線の変位に等しいので、

$$y' = \frac{ia^u \tilde{v}'}{\omega} e^{-i\omega t} = \frac{ia^h \tilde{v}'}{\omega} e^{-i\omega t} \quad (14)$$

が成り立ち、それを用いると、(6) 式の渦層厚フラックスは

$$\overline{u'h'} = \bar{u}_y \bar{h}_y \overline{y'^2} \quad (15)$$

となる。これは増田 (2007) の微小振幅の極限をとった場合と一致する。(11) 式より一般に係数  $a^u, a^h$  と  $a_0 = -c/\bar{u}$  の比は  $A$  と  $\bar{u}$  の水平、鉛直方向のスケールの比をそれぞれ表す。尚、仮想流速  $v^u, v^h$  と実際の流速  $v$  との関係を見ておくと、(13) 式よりこれらは  $c, \bar{u}$  が逆符号のときにのみ同方向となることにも注意しておく。

### 3.2 数値実験

数値実験の結果から係数  $a^u, a^h$  の値を評価するために、流速の時間変動場を周波数帯に分け、周波数空間における EOF 解析を施して、各周波数帯ごとに最も支配的な振動運動のパターンを取り出した。周波数帯は  $f_1 = 0.0049 \pm 0.004$ ,  $f_2 = 0.013 \pm 0.004$ ,  $f_3 = 0.021 \pm 0.004$ ,  $f_4 = 0.028 \pm 0.004 \dots$  cpd の様に等間隔に分けた。計算量を節約するために各周波数帯で  $\rho = \rho_4$  における流速場の第 1 EOF をとり、それらと各密度面上の流速、層厚の回帰係数をとった。これらの周波数帯で第 1 EOF は全分散の 25 から 40% 程度を説明する。

$f_1$  の周波数帯における第 1 EOF による運動は表層ではジェットの流軸  $y=0$  付近で強く、深層では比較的遠方まで及ぶ (Fig. 3a,b)。これに対し  $f_4$  の周波数帯における第 1 EOF による運動は深度によらず再循環セルが存在するモデル海盆の西側領域  $x < 2300$  km のジェット付近で大きい (Fig. 3c,d)。図は示さないが、南北流速のスペクトルをとると、再循環セルが存在しないモデル海盆の東部や南北境界付近では 100 日周期以上の低周波のスペクトルが卓越し、再循環セルが存在する西部のジェット付近では

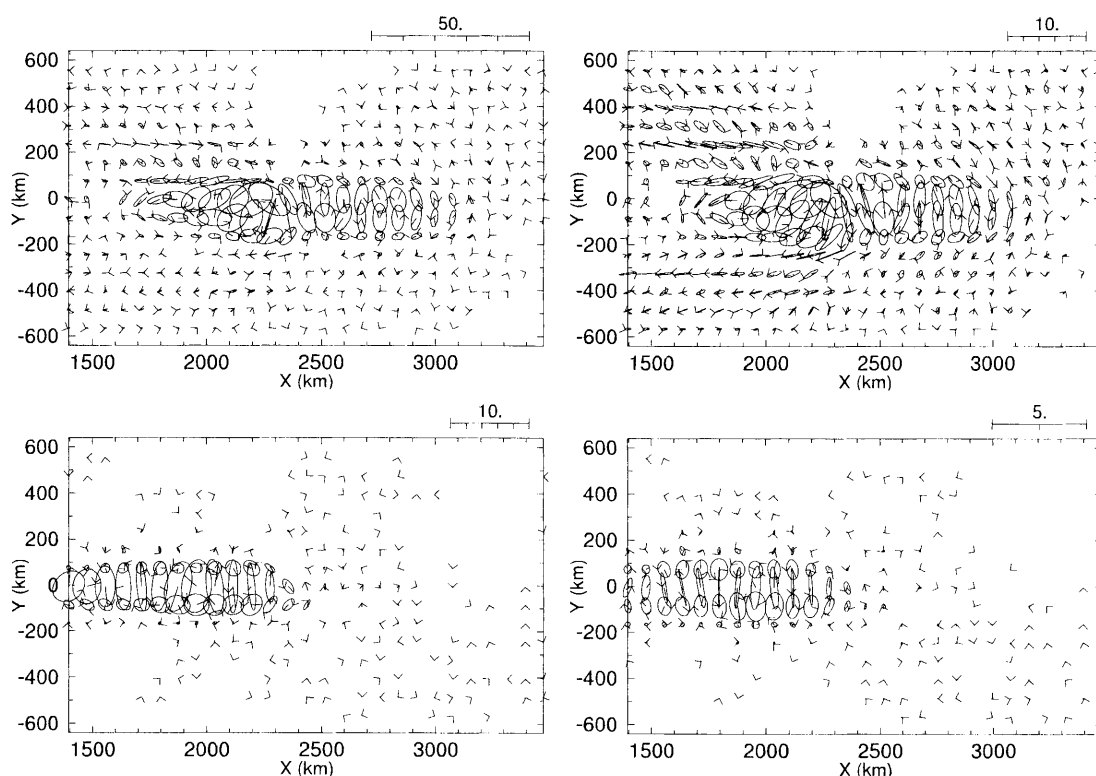


Fig. 3 Variance ellipses ( $\text{cm s}^{-1}$ ) of the first frequency-domain EOFs on an isopycnal surface. The frequency band,  $f_n$ , and density,  $\rho_k$ , of the isopycnal surface are  $(f, \rho) = (f_1, \rho_1), (f_1, \rho_4), (f_4, \rho_1),$  and  $(f_4, \rho_4)$  in (a), (b), (c), and (d), respectively.

数 10 日周期の所にスペクトルのピークが存在する。 $f_1, f_4$  の第 1 EOF はこのような東部および遠方と西部で卓越する運動をそれぞれ表している。また  $f_1, f_4$  の第 1 EOF の位相はそれぞれ西方、東方に伝播する点でも性質が異なる。 $f_2, f_3$  の第 1 EOF は  $f_1$  のものと、 $f_5, f_6$  の第 1 EOF は  $f_4$  のものと同様の特徴を持つので、以下では  $f_1, f_4$  の第 1 EOF を中心に議論をする。

(5) 式は

$$\tilde{u}' = -a^u \frac{i\tilde{u}_y \tilde{v}'}{\omega} =, \quad \tilde{h}' = -a^h \frac{i\tilde{h}_y \tilde{v}'}{\omega} \quad (16)$$

の様に書き直すことができるので、各周波数帯の第 1 EOF による  $\tilde{u}', \tilde{h}'$  をこの式で最小自乗 fitting することによって 4 つの等密度面上でそれぞれ係数  $a^u, a^h$  を求めた (Fig. 4)。ここで fitting にはジェットの流軸の近くで、それぞれの周波数帯の運動が卓越する領域の流れ場を用いた。すなわち、 $f_1$  では東部、 $2500 < x, -100 < y < 100$  (km)、 $f_4$  では西部、 $x < 2500, -100 < y < 100$  (km) の領域の東西、南北共 40 km 間隔の格子点上の流れ場を用いた。(16) 式の両辺の相関係数は  $f_1$  の 3, 4 層目の  $a^u$  を除き 0.7

以上で fitting が概ねよい (Table 1)。

前節で見た様に、流軸移動モデルは少なくとも定性的には数値実験で得られた渦層厚フラックスの分布をよく説明できるので、このことを係数  $a^u, a^h$  の位相から確認しておく。これらの係数の位相は互いに近く、(6) 式の  $\tilde{h}$  の部分は正になり、渦層厚フラックスの向きは増田 (2007) で示された様に、ジェットの流軸を挟んで反転し、時間平均場の層厚が小さい側でジェットと同方向、逆側で反対方向となる (Table 1)。またそれらの位相の値は第 1 EOF が西進していた  $f_1$  ではゼロ、第 1 EOF が東進していた  $f_4$  では 180 度に近く、平行移動型モデルが成立する場合に満たされる関係式 (13) から予想されるものと一致する。

そこで次に平行移動型モデルがどの程度よい近似で成り立つかを調べる (Fig. 5)。上で見た様に係数  $a^u, a^h$  の位相は周波数帯、深度によらず平行移動型モデルから予想されるものとよく一致する (Fig. 5c, d)。一方、係数の絶対値は  $f_1$  の周波数帯の深層の近くの 2 つの深度を除く場所では、概ね平行移動型モデルから予想されるものと一致する (Fig. 5a, b)。よって、これらの場所では平行移動型の流軸移動モデル

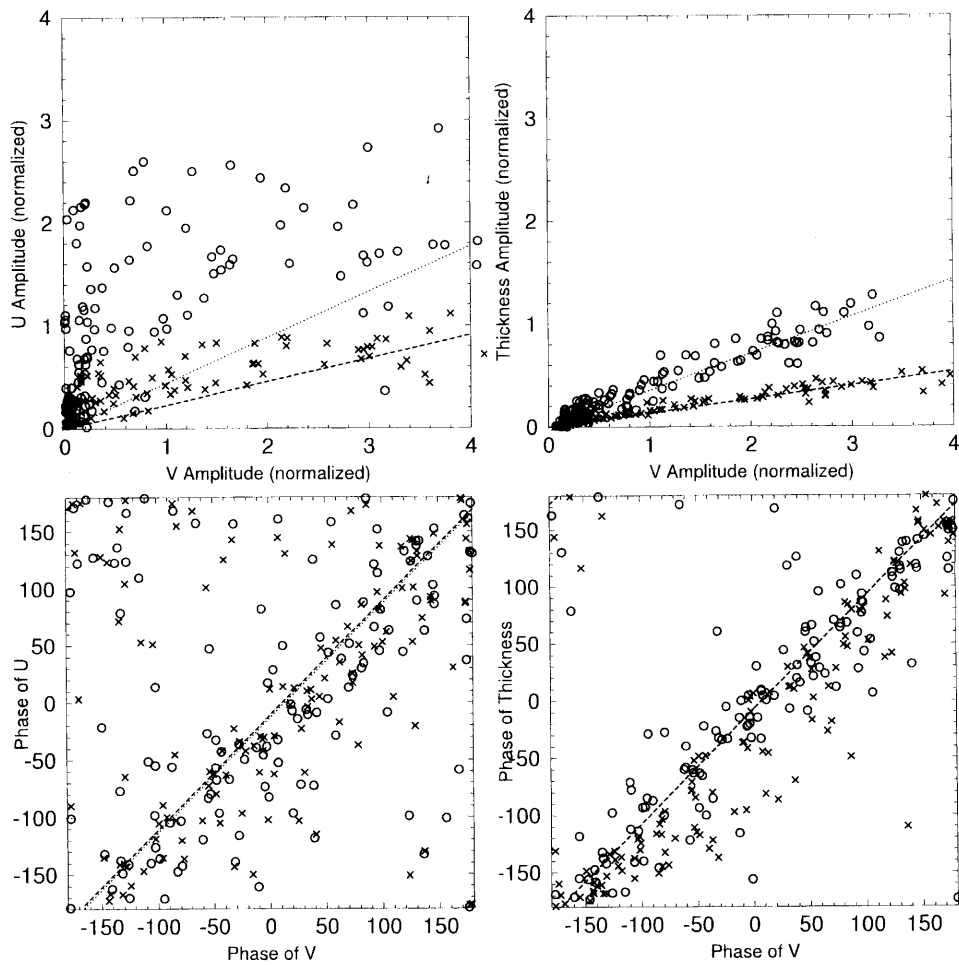


Fig. 4 Examples of the least square fitting of  $\tilde{u}'$  (left panels) and  $\tilde{h}'$  (right panels) by (16) at a frequency band of  $f = f_1$ . Crosses (circles) are the fitted values, and the best fit lines are indicated by the dashed (dotted) line for  $\rho = \rho_1$  ( $\rho = \rho_4$ ). The upper and lower panels show the absolute values and the phase, respectively.

による渦層厚フラックスの見積もりが定量的にもほぼ妥当であると期待される。

$f_1$  の周波数帯の深層では係数  $a^u$ 、 $a^h$  の絶対値は深さによって余り変化しないのに比べ、 $|c/\bar{u}|$  は深層で急激に大きくなる。後者の特徴は  $f_1$  の周波数帯の運動が顕著な東部 (すなわち再循環セルよりも東側) で深さとともにジェットが急激に弱くなることに対応している。より具体的に見ると、(11) 式より係数  $a^u$ 、 $a^h$  の絶対値が深層で  $|c/\bar{u}|$  よりも小さいのは擾乱の水平、鉛直スケールが共に時間平均場  $\bar{u}$  のそれよりも大きいことによる。実際  $f_1$  の周波数帯の擾乱の大きさは表層のジェットの流軸付近に極大値を持ち、鉛直変化は深層で約 1/2 になる程度で、Fig. 5a で示されている時間平均流の様に急激ではない (Fig. 3a,b)。また Rossby 波の放射のため深層では擾乱の大きさの水平変化も小さい (Fig. 3b)。この様に東部深層では

渦の強さに比べて時間平均場の  $y$  方向の勾配が小さく、それと対応する様に特に  $a^u$  を決定する際の相関係数が低い (Table 1)。これらのことから、この領域での平行移動型の流軸移動モデルによる深層の渦層厚フラックスの見積もり誤差は大きくなると考えられる。

#### 4. まとめと考察

本研究では流入流出を与える理想化された条件における数値実験によって連続成層下でのジェットの周りに生じる渦層厚フラックスの分布を調べた。渦層厚フラックスはジェットと平行な成分が卓越し、その方向は流軸を挟んで反転し、時間平均された層厚が小さい側でジェットと同方向、反対側で逆方向となり、増田 (2007) の流軸蛇行モデルと定性的に一致する。平行移動型の流軸蛇行モデルは実験海盆の西側

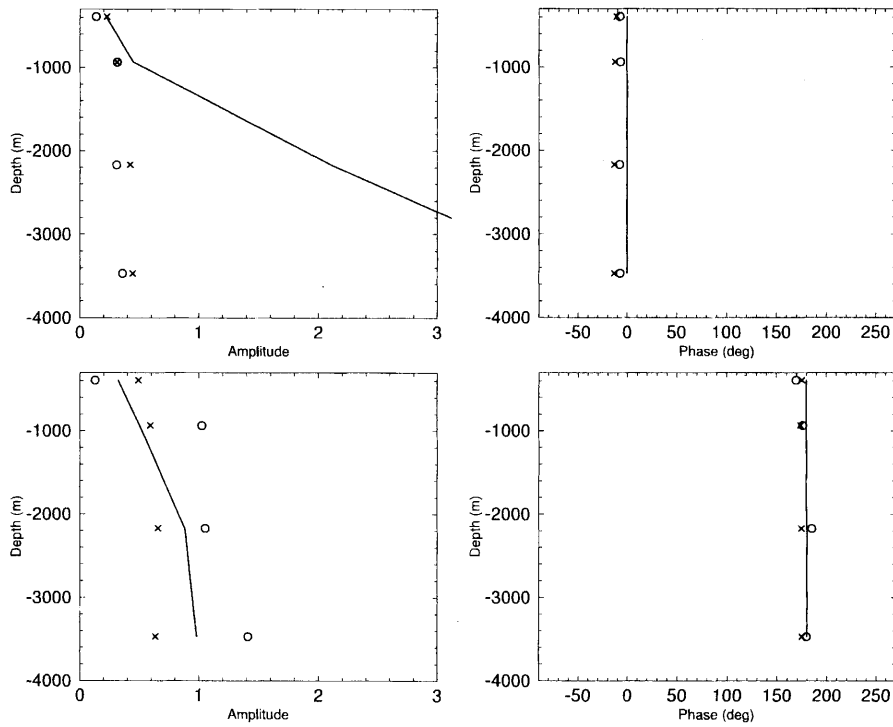


Fig. 5 The vertical distribution of coefficients  $a^u$  (crosses) and  $a^h$  (circles) at frequency bands of  $f = f_1$  (upper panels) and  $f = f_4$  (lower panels). The left and right panels show the absolute value and phase, respectively. Solid lines indicate the profile of  $a_0 = -c/\bar{u}$ .

$f = f_1$		abs	arg	corr
$\rho_1$	$a^u$	0.23	-11	0.80
	$a^h$	0.13	-7	0.96
$\rho_2$	$a^u$	0.31	-12	0.73
	$a^h$	0.32	-6	0.94
$\rho_3$	$a^u$	0.42	-13	0.59
	$a^h$	0.31	-8	0.92
$\rho_4$	$a^u$	0.44	-13	0.57
	$a^h$	0.36	-7	0.95
$f = f_4$		abs	arg	corr
$\rho_1$	$a^u$	0.49	169	0.94
	$a^h$	0.13	174	0.73
$\rho_2$	$a^u$	0.59	177	0.91
	$a^h$	1.02	175	0.94
$\rho_3$	$a^u$	0.66	-175	0.88
	$a^h$	1.05	175	0.94
$\rho_4$	$a^u$	0.63	175	0.86
	$a^h$	1.41	179	0.95

Table 1 The absolute value, phase, and the correlation coefficient of the fitting of  $a^u$  and  $a^h$  for the frequency bands of  $f = f_1$  (upper part) and  $f = f_4$  (lower part).

では定量的にも渦層厚フラックスをおおよそ正しく見積もることが出来る。このとき (15) 式を適用することが出来るので、渦層厚フラックスを見積もる際に変動場については流軸位置の 2 次のモーメント以外に詳しい情報を必要としない。この点は Lau and Wallace (1979) の様なパラメタリゼーションと大きく異なる。これに対し、海盆の東側では平行移動型の流軸蛇行モデルは渦層厚フラックス速度の大きい表層近くの渦層厚フラックスは正しく見積もることが出来るが、深層では誤差が大きくなる傾向がある。

本研究の議論に関して以下の点に注意をする必要がある。第 1 に本研究ではジェットの流軸の変位を無限小と仮定しているが、現実の海洋ではそれは十分よい近似ではない。このため静止座標と流軸座標でそれぞれ見たジェットの断面構造は、しばしば前者の方が無視出来ない位大きく水平に平滑化されている。これについては増田 (2007) で定量的に議論がされている。

第 2 に (11) 式から明らかな様に、渦層厚フラックスの方向、すなわち係数  $a^u$ 、 $a^h$  の符号の関係が常ここで見られたものと同じになる保証はない。例えば擾乱  $A$  が流軸  $y = 0$  の周りで  $y$  の偶関数となる成



分と奇関数となる成分、すなわち'sinous'と'varicose'な両方の変動成分を含む場合には、係数 $a^u$ 、 $a^h$ は互いに逆の符号を取ることが出来る。また係数 $a^h$ の符号は変動の鉛直プロファイルの曲率にも依存する。

第3に流軸移動モデルをより一般化し、流軸位置が鉛直非一様な変動をする場合を考える際には、傾圧性の取り扱いにひと工夫が必要である。すなわち温度風の関係によりある密度面上の流速の分布は他の密度面上の層厚の分布に依存することを考慮する必要がある。

### 謝辞

九州大学応用力学研究所の増田章教授、気象研究所の石崎廣博士には本研究を始める動機となる渦層厚フラックスに関する興味深い話を聞かせて頂いた。

本研究は九州大学応用力学研究所全国共同利用研究「海洋大循環の力学、とくに中深層循環に及ぼす海岸・海底地形の影響に関する研究」(代表：石崎廣)の一貫として行われた。また科学研究費(基盤C)「不安定渦と波動による再循環セル形成の力学-プリミティブ方程式系モデルを用いて」(代表、水田元太)、科学研究費(萌芽)「海の渦による海水輸送・物質輸送を平均海流・平均物質場で表す方法の研究」(代表、増田章)により一部援助を受けた。

### 参考文献

- 1) Gent, P. G. and J. C. McWilliams: Isopycnal mixing in ocean circulation models, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 20, (1990), 150-155.
- 2) Lau, N. G. and J. M. Wallace: On the distribution of horizontal transports by transient eddies in the northern hemisphere wintertime circulation, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, 1979, 1844-1861.
- 3) 増田章: 流軸の揺れで生じる流軸に平行な向きの渦成海水輸送, *Rep. Res. Inst. Appl. Mech.*, Vol. 132, (2007), 1-17.
- 4) Haidvogel, D. B., H. G. Arango, K. Hedstrom, A. Beckmann, P. Malanotte-Rizolli, and A. F. Shchepetkin: Model evaluation experiments in the North Atlantic Basin: Simulations in nonlinear terrain-following coordinates, *Dyn. Atmos. Oceans*, Vol. 32, (2000), 239-281.
- 5) Holland, W. R. and P. B. Rhines: The role of mesoscale eddies in the general circulation-numerical experiments using a wind-driven quasi-geostrophic model, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 8, (1980), 363-392.